УДК 537.333

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА САМОФОКУСИРОВКУ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В.П. Григорьев, Т.В. Коваль

Томский политехнический университет
E-mail: grig@am.tpu.ru

Проводится теоретическое исследование транспортировки и фокусировки электронного пучка, распространяющегося в трубе дрейфа, заполненной воздухом низкого давления 1...10^{-2} *Па в собственных и внешних магнитных полях. Получено, что при транспортировке компенсированного по заряду электронного пучка существенную роль играет неоднородность внешнего магнитного поля. Показано, что изменением величины магнитного поля и его градиента можно управлять плотностью тока пучка на мишени и распределением электронов по энергии.*

1. Введение

Низкоэнергетические сильноточные электронные пучки (СЭП) с энергией электронов ε_e~10...40 кэВ и высокой плотностью тока j_b>20 А/см^2 находят широкое применение при решении технологических проблем, например, по модификации поверхности материалов [1]. Привлекательность низкоэнергетических СЭП обусловлена их способностью переносить запасенную энергию без существенных потерь на достаточно большие расстояния к объекту воздействия [2, 3]. Однако из-за низкой энергии электронов транспортировка сильноточных пучков к мишени представляет значительные трудности и выходит за рамки проводимых ранее исследований [4, 5].

Действительно, при отсутствии зарядовой нейтрализации такой электронный пучок в результате образования виртуального катода практически полностью запирается на входе в пространство дрейфа, и проходит ток, равный $I_П=(2/9)I_{A0}\beta^3/[1+(4/3)\ln(R/r_b)]^{3/2}$ [1], где $I_{A0}=(m_0c^3/e)$=17 кА, m_0 – масса покоя электрона, e – элементарный заряд, β – относительная скорость пучка, r_b и R – радиусы пучка и трубы дрейфа. Для приведенных параметров $I_П\leq27$ А. Чтобы подавить этот эффект необходимо обеспечить почти полную зарядовую нейтрализацию пучка. Степень зарядовой нейтрализации пучка должна удовлетворять условию $f_e\geq1-I_П/I_b$, что в рассматриваемом диапазоне энергий для килоамперных пучков является более жестким требованием, чем выполнение условий самофокусировки пучка собственным магнитным полем [$f_e\geq\gamma^{-2}$, $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$]. Такой уровень зарядовой нейтрализации можно получить, осуществляя транспортировку пучка в трубе дрейфа, заполненной плазмой, которая создается внешним источником либо самим пучком.

В условиях зарядовой нейтрализации возникает другая опасность потерь тока пучка – самопинчевание сильноточного электронного пучка в собственном магнитном поле B_φ, которое, как известно, имеет место при токах пучка $I_b\geq I_A=I_{A0}\beta\gamma$, и для приведенных параметров $I_A\leq6{,}3$ кА. При наличии внешнего продольного магнитного поля B_z пинчевание пучка ослабляется, и в определенных условиях можно провести весь пучок к мишени. Кроме того, внешнее магнитное поле B_z можно использовать для управления плотностью тока СЭП на мишени.

В представленной работе проводится теоретическое исследование транспортировки и фокусировки электронного пучка, распространяющегося в трубе дрейфа, заполненной ионизованным воздухом низкого давления p=1...10^{-2} Па с плотностью плазмы n_p во внешнем магнитном поле. Исследование проводится методом огибающей пучка.

2. Основные уравнения

Пусть в общем случае транспортировка электронного пучка происходит в условиях зарядовой и токовой нейтрализации во внешнем неоднородном продольном магнитном поле $B_z(z)$. Такое поле, как следует из уравнения $\mathrm{div}\vec{B}_z(z)=0$, обеспечивает появление радиальной составляющей внешнего поля: $B_r=-(1/2)(\partial B_z/\partial z)r$. Поскольку в указанных полях движение электронов трехмерно, т.е. наряду с радиальным и продольным движением происходит и вращение электронов пучка по азимутальному углу, то уравнения движения пучка во внешних и собственных полях более удобно записать в декартовой системе координат (x,y,z) с осью z, ориентированной по направлению движения пучка вдоль оси трубы дрейфа:

$$\ddot{x}=-\frac{r_b eB_{\varphi,m}A}{r^2\beta_z\gamma m_o}x-\frac{eB_z}{\gamma m_0 c}\dot{y}+\frac{e\beta_z}{\gamma m_0}\tilde{B}_r y, \qquad (1)$$

$$\ddot{y}=-\frac{r_b eB_{\varphi,m}A}{r^2\beta_z\gamma m_o}y+\frac{eB_z}{\gamma m_0 c}\dot{x}-\frac{e\beta_z}{\gamma m_0}\tilde{B}_r x, \qquad (2)$$

$$\ddot{z}=\frac{r_b eB_{\varphi,m}}{r^2\gamma m_o}(1-f_M)(\beta_x\cdot x+\beta_y\cdot y)-$$
$$-\frac{e}{\gamma m_0}\tilde{B}_r(\beta_x\cdot y-\beta_y\cdot x)-\frac{e}{\gamma m_0}E_z, \qquad (3)$$

где $\beta_z=\dot{z}/c,\ \beta_x=\dot{x}/c,\ \beta_y=\dot{y}/c,\ \gamma^{-2}=1-\beta_x^2-\beta_y^2-\beta_z^2$,

$$\tilde{B}_r=-\frac{1}{2}\frac{\partial B_z}{\partial z},\ B_{\varphi,m}=\frac{2I_b}{r_{b0}c},\ A=\beta_z^2(1-f_M)-1+f_e,$$

E_z – электрическое поле, природа появления которого может быть связана как с индуктивными явлениями на переднем и заднем фронтах пучка, так и с торможением пучка за счет возбуждения неустойчивостей при транспортировке пучка в плазме,

$r=\sqrt{x^2+y^2}$ – радиус траектории электрона в цилиндрических координатах (r,φ,z), f_M – степень токовой нейтрализации.

Приведенная система ур. (1–3) позволяет исследовать траектории электронов пучка и строить огибающую пучка в неоднородных полях с учетом изменения его радиуса $r_b(z)$ и плотности тока. Заметим, что при полной зарядовой нейтрализации (f_e=1) и пренебрежении полем E_z, что достаточно корректно для устойчивых пучков с медленно растущим фронтом, вместо ур. (3) удобно использовать закон сохранения энергии электрона

$$\beta_z^2 = (2\frac{eU_0}{m_0c^2} - \beta_x^2 - \beta_y^2). \quad (4)$$

Ниже, не останавливаясь на хорошо известных результатах по самофокусировке электронных пучков в собственных полях [2], проведем исследование транспортировки и фокусировки сильноточных пучков в присутствии внешнего магнитного поля при A>0.

3. Влияние внешнего магнитного поля на фокусировку пучка

а. Однородное поле

Присутствие внешнего однородного магнитного поля B_z приводит к появлению у электронов пучка дополнительного движения по азимутальному углу со скоростью v_φ. В результате появляется центробежная сила $\gamma m_0\beta_\varphi^2c^2/r$, ослабляющая самофокусировку электронного пучка в собственном магнитном поле B_φ. При упрощающих предположениях: $\beta_z>>\beta_x,\beta_y$ и B_z=0, уравнения (1–3) допускают аналитическое решение, которое можно использовать для оценок возможности транспортировки и фокусировки пучка при различной напряженности внешнего магнитного поля.

В пределе сильного внешнего магнитного поля $B_z^2>>4B_{\varphi,m}(m_0c^2/e)(\gamma/r_b\beta_z)A$ такое решение было исследовано в работе [6], где показано, что в этих полях самофокусировка подавляется, и пучок при зарядовой нейтрализации распространяется вдоль трубы дрейфа со слабо модулированном радиусом, глубина модуляции ~$\Omega^2/\Omega_0^2<<1$, где $\Omega_0=(eB_z/\gamma m_0c)$ – циклотронная частота электронов во внешнем продольном магнитном поле, $\Omega=\{(2c^2/r_b^2\beta_z\gamma)(I_b/I_{A0})\text{A}\}^{1/2}$ – частота колебаний электрона в собственных полях пучка в режиме самофокусировки.

Остановимся на исследовании более интересного случая слабых внешних магнитных полей $B_z^2\leq 4B_{\varphi,m}(m_0c^2/e)(\gamma/r_b\beta_z)A$, когда внешнее поле только снимает самопинчевание пучка, приводящее к ограничению тока, но не разрушает самофокусировку. Этот диапазон магнитных полей можно использовать для управления плотностью тока пучка на мишени. В этом случае из ур. (1–3) можно получить следующее выражение для радиального профиля пучка вдоль трубы дрейфа:

$$r_b(z) = \frac{r_{b0}}{\sqrt{2}}\left[1+\frac{\Omega_0^2}{4\tilde{\Omega}^2}+\left(1-\frac{\Omega_0^2}{4\tilde{\Omega}^2}\right)\cos(2\tilde{\Omega}z/v_z)z\right]^{1/2},$$

$$\tilde{\Omega} = \Omega\left(1+\frac{\Omega_0^2}{8\Omega^2}\right). \quad (5)$$

Из анализа радиального профиля (5) следует, что в рассматриваемой области магнитных полей самофокусировка нейтрализованного по заряду электронного пучка существует в виде кроссоверов. Однако фокусное расстояние и размеры поперечного сечения пучка в кроссовере будут зависеть от соотношения собственного и внешнего магнитных полей. Выражения, определяющие минимальный радиус пучка $r_{b,\min}$ и положения кроссоверов вдоль оси z при f_e=1, имеют вид:

$$r_{b,\min} = \frac{r_{b0}\Omega_0}{2\Omega[1+(\Omega_0^2/8\Omega^2)]^{1/2}}, \quad (6)$$

для кроссовера с номером k, (k=1,2,...)

$$z_{\phi,k} = (2k-1)\frac{\pi\beta_z^{1/2}}{2\sqrt{2}}\left(\frac{I_{\text{AO}}}{I_b}\right)^{1/2}\left(\frac{\gamma}{1-f_M}\right)\times$$

$$\times\frac{r_{b0}}{[1+(\Omega_0^2/8\Omega^2)]^{1/2}}. \quad (7)$$

Для оценки изменения поперечной скорости $v_\perp=\sqrt{v_x^2+v_y^2}$ и соответственно β_z от начального значения β_{z0} можно получить соотношение

$$\frac{\beta_\perp}{\beta_z} = 2\left(\frac{A}{\beta_{z0}\gamma}\frac{I_b}{I_{\text{AO}}}\right)^{1/2}\left(\ln\frac{r_{b0}}{r_{b,\min}}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

В качестве оценки фокусировки пучка в режиме полной зарядовой нейтрализации при наличии внешнего поля B_z рассмотрим пучок с током I_b=200 А, энергией электронов ε_e=16 кэВ (β_z=0,24) и начальным радиусом r_{b0}=2,5 см. Плотность электронов такого пучка равна $n_{b0}=0{,}892\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$. Собственное магнитное поле на краю пучка равно $B_{\varphi,m}$=16 Гс. Для приведенных параметров, чтобы выполнить $\Omega_0=\Omega$, необходимо внешнее магнитное поле, равное $B_z\cong$51,1 Гс. В этом случае получим $z_{\phi1}$=11,8 см, $r_{b\min}=0{,}47r_{b0}$=1,18 см, т.е. в фокусе происходит увеличение плотности электронов в 4,53 раза, $n_{b\max}\cong 4\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$.

В общей постановке задачи с учетом изменений параметров пучка и различных соотношениях внешнего и собственного магнитных полей система ур. (1–3) при E_z=0 решалась численно. Рассматривались пучки с начальным радиусом r_{b0}=0,5...3,0 см, током I_b=300 А, внешнее магнитное поле изменялось в диапазоне B_z=50...150 Гс.

Из анализа расчетов следует, что в сильных внешних магнитных полях самофокусировка пучка уничтожается. Однако существует область значений внешнего поля, при котором можно одновременно осуществить достаточно высокий уровень

сжатия пучка в фокусе и его стабилизацию относительно отклонений от оси. Это значение поля B_z зависит от плотности тока транспортируемого пучка и продольной скорости электронов. Типичные зависимости, отражающие влияние внешнего магнитного поля B_z на самофокусировку пучка, приведены на рис. 1.

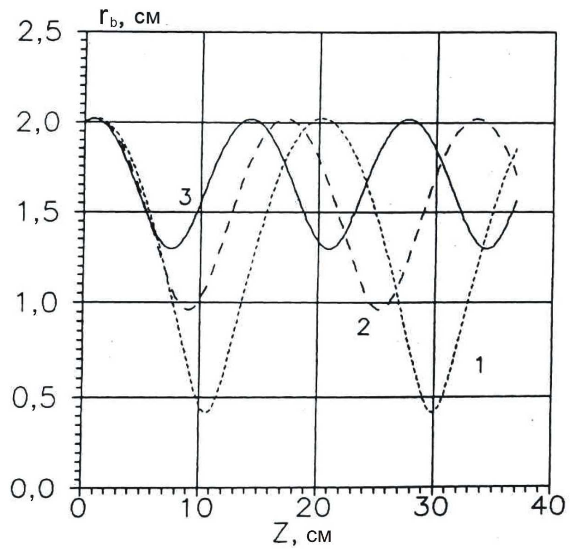


Рис. 1. *Влияние внешнего поля на огибающую пучка при I_b=300 А, ε_e=16 кэВ, B_z=const: 1) 50; 2) 100; 3) 150 Гс*

Из рис. 1 следует, что во внешнем поле B_z=50 Гс на фокусных расстояниях $z_{\phi1}$~11 см и $z_{\phi2}$~29 см можно получить сжатие пучка по радиусу почти в пять раз, т.е. осуществить увеличение плотности тока $j_b(z_\phi)/j_b(0)\approx 25$. Следует отметить, что во внешнем поле изменяются положение кроссоверов. С увеличением поля фокусные расстояния z_ϕ уменьшаются. Это согласуется и с формулой (8).

б. Неоднородное поле

Пусть внешнее магнитное поле описывается функцией вида [7]:

$$B_z = \begin{cases} B_{z0} \exp[-(z_m - z)^2/1{,}44a^2], & \text{при } z \le z_m , \\ B_{z0}, & \text{при } z > z_m , \end{cases} \qquad (9)$$

где a характеризует градиент магнитного поля $B_z(z)$. При $z=z_m-a$ магнитное поле уменьшается в два раза по сравнению с максимальным значением B_{z0}. Такая зависимость (9) соответствует полю на входе в соленоид (B_r<0).

Результаты численного исследования транспортировки нейтрализованного по заряду пучка при E_z=0 в поле (9) показывают, что движение электронов складывается из двух вращений на частотах ω_1 и ω_2, которые представляют собой гибриды частот Ω_0, Ω, $\Omega_r=(e|B_r|\beta_z/\gamma m_0)^{1/2}$ и в зависимости от соотношения составляющих B_r, B_φ, B_z могут изменяться в широких пределах. При доминировании поля B_r (Ω_0>>Ω, Ω_r), четко прослеживается быстрое вращение электронов с высокой циклотронной частотой $\omega_2\approx\Omega_0$ и малым радиусом вращения вокруг ведущего центра, а также – медленное вращение с частотой ω_2<<Ω_0 вокруг оси пучка радиусом r_b, рис. 2 и 3. Огибающая пучка зависит от B_{z0}, градиента поля $B_z(z)$ на входе в пространство дрейфа, плотности тока, энергии электронов и степени зарядовой нейтрализации. В отличие от однородного поля здесь существует область параметров, для которых можно удержать пучок в сфокусированном состоянии, применяя определенные поля B_{z0}.

Типичное сжатие электронного пучка в этих условиях представлено на рис. 2.

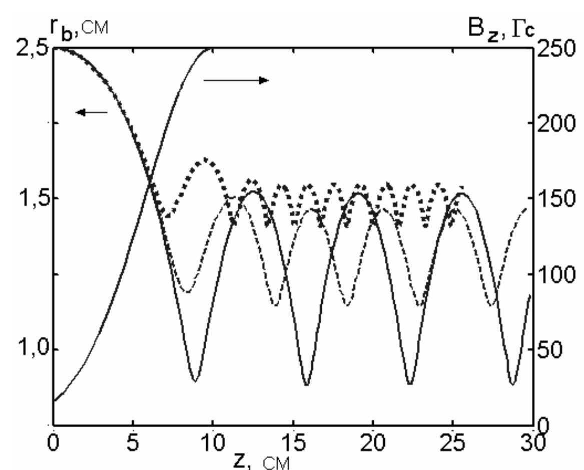


Рис. 2. *Огибающая электронного пучка в неоднородном внешнем поле $B_z(z)$ при I_b=300 А, ε_e=16 кэВ, d_f: ______ 0; ------- 0,1; 0,25*

На рис. 2 показаны огибающие электронного пучка в случае неоднородной зарядовой нейтрализации $f_e=1-d_f(1-r^2/r_{b0}^2)$, где $d_f=d_f(p)$<<1. Неоднородность $f_e(r)$ связана с фокусировкой пучка, увеличивающей плотность $n_b(r)$ при постоянной плотности плазмы в трубе дрейфа.

Из поведения кривых видно, что на входе в трубу дрейфа пучок фокусируется под действием собственного и внешнего неоднородного магнитных полей. При уменьшении степени зарядовой нейтрализации f_e<1 радиальные размеры пучка в фокусе увеличиваются из-за ослабления собственной фокусирующей силы. Если пучок в сжатом состоянии достигает переходной области поля $B_z(z)$, то при переходе в область с нулевым градиентом (B_r=0), область z>10 см, пучок удерживается продольным полем B_{z0} и транспортируется в трубе дрейфа с радиусом r_{bc}<r_{z0}. Радиус r_{bc} сложным образом зависит от энергии электронов, соотношения полей B_r, B_φ, B_z и степени их неоднородности. Последнее нетрудно заметить из рис. 2, если принять во внимание, что неоднородность степени зарядовой нейтрализации в рассматриваемых условиях эквивалентна изменению собственного фокусирующего поля $B_\varphi(r)$ по величине и структуре.

Увеличение неоднородности $f_e(r)$ приводит также к уменьшению пространственного периода модуляции пучка и ее глубины. Следует отметить, что в реальных электронных пучках с угловым разбро-

сом электронов по скоростям глубина модуляции нивелируется и не играет заметной роли, исключая особые случаи. Важными остаются характеристики первого фокуса пучка.

Результаты численного моделирования фокусировки пучка с разбросом электронов по скоростям и током I_b=15 кА при полной зарядовой нейтрализации в неоднородном поле $B_z(z)$ приведены на рис. 3.

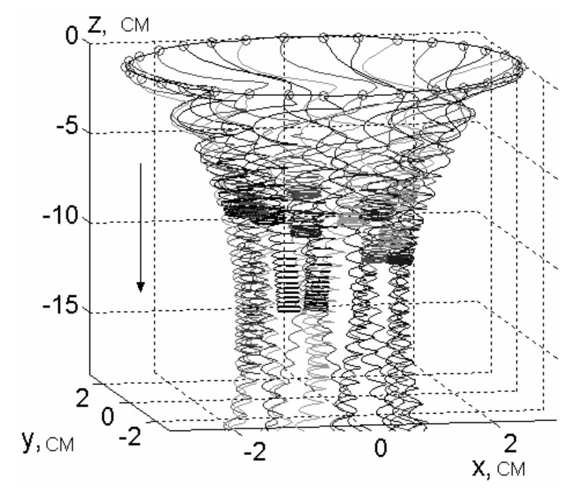


Рис. 3. *Конфигурационный портрет электронного пучка в нарастающем поле B_z (B_{zmin}=0,5 кГс; B_{zmax}=3 кГс); r_{b0}=3 см; I_b=15 кА; ε_e=20 кэВ; f_M=0,5; $(v_\perp/v_z)$=0,26*

Из рис. 3 видно, что при наличии разброса электронов по скоростям фокусировка пучка сохраняется, однако часть электронов при больших разбросах и высоких токах (I_b=15 кА) могут не дойти до мишени из-за высокой начальной поперечной скорости. При уменьшении разброса скоростей электронов $v_\perp/v_z$~10 % и понижении тока на входе в пространство дрейфа I_b~1...3 кА эти потери практически исчезают.

4. Выводы

Проведенное исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетических электронных пучков показывает, что в диапазоне энергий электронов от 10 до 40 кэВ транспортировка сильноточных пучков с эффективным переносом запасенной энергии возможна при полной зарядовой нейтрализации во внешнем продольном магнитном поле.

В однородном магнитном поле B_{z0} самофокусировка пучка ослабляется и в сильном поле практически исчезает. Однако существует область $B_z \leq [1,7\cdot 10^3 B_{\varphi,m}(\gamma/r_b\beta_z)A]^{1/2}$ Гс, где внешне поле только снимает самопинчевание пучка, ограничивающее ток, но не разрушает самофокусировку. В этой области параметров имеет место фокусировка пучка в виде кроссоверов.

В неоднородном магнитном поле $B_z(z)$ имеется область параметров, в которой сфокусированный на начальном этапе транспортировки пучок перехватывается сильным постоянным магнитным полем и транспортируется в сжатом состоянии к мишени. Это дает возможность управлять параметрами электронного пучка выбором конфигурации внешнего магнитного поля, согласованного с собственными полями.

При наличии углового разброса электронов по скоростям фокусировка сохраняется. Однако, чтобы избежать больших дополнительных потерь пучка при высоких токах из-за высокой начальной поперечной скорости электронов, следует использовать пучки с $v_\perp/v_z \leq 10$ %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А.Н., Лигачев А.Е., Куракин И.Б. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность материалов и сплавов. – М.: Атомиздат, 1987. – 187 с.
2. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977. – 210 с.
3. Devyatkov V.N, Koval N.N., Schanin P.M., Grigoriev V.P., Koval T.V. Generation and propagation of high-current low-energy electron beams // Laser and Particle Beams. – 2003. – V. 21. – P. 243–248.
4. Grigoriev V.P., Zakharov A.V., Condratiev N.A., Smetanin V.I., Surikov Yu.P. Some aspects of the development of the large-scale instability of a high current REB injected in gaseous mixtures // Proc. 8th Intern. Conf. on High Power Particle Beams. – 1990. – V. 2. – P. 659–664.
5. Rand R.E., Lampel M.C., Wang D.Y. Transport of self-field dominated DC low-energy electron beams through low-pressure gases // J. Appl. Phys. – 1987. – V. 62. – № 5. – P. 1639–1654.
6. Hammer D.A., Rostoker N. Propagation of high current relativistic electron beams // The Physics of Fluids. – 1970. – V. 13. – № 7. – P. 1831–1850.
7. Кельман В.М., Яворский С.Я. Электронная оптика. – М.: Изд-во АН СССР, 1959. – 364 с.